

УДК 533.63, 534.23

Лук'янов Петро В.

ГЕНЕРАЦІЯ ЗВУКУ ПРИ ДОЗВУКОВОМУ ОБТІКАННІ ЛОПАТІ ГВИНТА ГЕЛІКОПТЕРА

The article studies the sound characteristics (rotational noise) of the helicopter blade swept by the subsonic flux. To this end, we analyze the existing theoretical models of the rotational noise and determine their differences as well as the limits of their use. We choose the theory of the small disturbances spreading off the thin wing was chosen as a calculation model. Using this model, we solve the problem of the sound generation by the blade of the helicopter rotor. We also study the generated noise level for different thicknesses of the rotor blade. Specifically, we determine that the shape of the generated sound wave depends on both contrary flux velocity and the cross section thickness of the blade. The analysis of the obtained calculation data and its conformity with experimental results indicate that this model is quite sufficient (under the stated hypotheses) for rotational noise simulation of the rotor blade.

Вступ

Генерація звуку гвинтом гелікоптера при дозвуковому режимі течії характерна для злету-посадки літального апарата (ЛА). Вивчення цього режиму важливе, оскільки тут відбувається зародження шуму, що отримав назву “шум обертання”. Якщо обертання ротора рівномірне, то діючі на нього сили періодичні, а отже, спектр шуму гвинта має періодичну структуру. Дискретні частоти f_m цього спектра кратні добутку числа обертів за секунду n_c на число лопатей n : $f_m = mn n_c$.

Шум обертання виникає з двох причин. Однією з них є наявність прикладених до лопатей сили тяги та моменту. Шум такого типу має дипольну природу. Друга причина пов'язана зі скінченною товщиною лопаті гвинта. Під час обертання лопать витісняє з середовища об'єм, що дорівнює об'єму лопаті. Цей об'єм пульсує з частотою обертання, генеруючи шум. Об'ємний шум еквівалентний звичайному акустичному джерелу [1]. Його часто називають також монополем, але в класичному розумінні монополь — це пружна пульсуюча сфера малого радіуса. Інтенсивність шуму обертання залежить від геометрії та частоти обертання лопаті. В даному дослідженні лопать ротора вважається жорсткою, тому використання поняття простого точкового джерела більш коректне. Таке джерело завжди присутнє, оскільки лопать гвинта має скінченну товщину.

Під час сходження потоку із задньої кромки лопаті виникає вихрова пелена, в момент породження якої генерується вихровий шум. Різні перетини лопаті обтікаються з різними швидкостями, циркуляцією. Отже, вихровий шум має суцільний спектр, однак його інтенсивність істотно нижча, ніж шуму обертання.

Основним засобом зниження вихрового шуму є створення умов плавного сходження потоку із задньої кромки. Тому необхідно проектувати лопаті, що добре обтікаються, мінімізуючи тим самим можливість появи вихрового шуму. Цей висновок також стосується і “кінцевого шуму”, що присутній на краю лопаті вздовж розмаху. З урахуванням цього факту кінці сучасних лопатей намагаються закруглити або зробити на них додаткові насічки, щоб уникнути небажаних збурень потоку, знизивши тим самим рівень кінцевого шуму.

Ще один тип шуму на лопатях — це шум ударних хвиль. Він є результатом трансформації частини енергії слабкої ударної хвилі в звук. Такий шум з'являється в трансзвукових течіях [2], [3]. Щоб його позбавитись, необхідно звернути до мінімуму зони виникнення ударних хвиль на лопатях гвинта і знизити тим самим рівень шуму обертання. Дане питання є центральним у вивченні шуму ротора.

Постановка задачі

Метою роботи є вивчення шуму обертання при дозвуковому режимі обтікання, а також впливу товщини поперечного перерізу лопаті на спектр шуму, що генерується.

Шум обертання: аналіз існуючих моделей

Першим успішним підходом до розрахунку шуму обертання вважаються праці Л.Я. Гутіна [4], [5]. Л.Я. Гутін отримав наближену формулу, якою користувались для оцінювання шуму одnogвинтових дозвукових літаків протягом кількох десятиріч. Розглянемо коротко цей підхід. Відомо, що на гвинт літака діють силові навантаження (сила тяги гвинта P_v і момент M). Л.Я. Гутін запропонував розміщувати силові

навантаження на деякий ефективний, середній, радіус ($R_c = 0,7 - 0,75R$ лопаті). Сила тяги, що прикладається до гвинта, чинить зворотну дію (протидію) на середовище зі сторони гвинта. Вважається, що звук, який генерується при обертанні, є результатом дії зосередженої сили на середовище. Міркуючи так, Л.Я. Гутін скористався формулою Лемба [6] для зовнішньої розподіленої сили з компонентами (X, Y, Z) , що діє на середовище. В результаті використання цієї формули для амплітуди звукового тиску отримано такий вираз (рівняння Гутіна) [4]:

$$P = \frac{m\omega_1}{2\pi cr} \left(-P_v \cos \gamma + \frac{nc}{\omega_1 R^2} M \right) J_{mn}(kR \sin \gamma), \quad (1)$$

де $R \cong R_c$, R_c – середній радіус, $m, n, c, k, \omega_1, \gamma$ – відповідно номер гармоніки, число лопатей, швидкість звука, хвилеве число, колова частота основного тону, напрямний косинус радіус-вектора [5].

Розрахунок згідно з формулою (1) дає добре узгодження з експериментом для основних (перших) мод. Для більш високих гармонік розрахунок за формулою (1) гірше узгоджується з експериментальними даними. Причина такої неузгодженості, швидше за все, полягає в такому. По-перше, для моделювання звукового поля використовується спрощена модель, що базується на відомому розв'язку неоднорідного хвильового рівняння в лінійному наближенні. По-друге, права частина цього рівняння містить вказані вище силові навантаження, під впливом яких, як вважається, генерується звук.

Щодо другої причини, то тут необхідно звернути увагу на отримання формули для потенціалу звукового тиску під дією зосередженої сили, що поданий у монографії Х. Лемба [6]. Похідні від зосередженої сили з компонентами (X, Y, Z) з'являються в правій частині лінеаризованого хвильового рівняння, отриманого в термінах стисливості. А далі, в припущенні гармонійності прикладених сил, рівняння спрощується так, що ні про які нестационарні явища не може бути й мови. В отриманому рівнянні є лише компоненти зовнішнього навантаження (X, Y, Z) , а не їх похідні. Відразу ж виникає логічне питання: як можна врахувати малі нестационарні збурення в потоці, які генерують звук? Адже сила тяги та момент, що прикладаються до гвинта, сталі в формулі (1).

На сьогодні відомо, що звук аеродинамічного походження не генерується під впливом

постійних навантажень, а є результатом дії нестационарної, часто нестійкої їх зміни. Отже, головна помилка Л.Я. Гутіна полягає в тому, що він повинен був врахувати в правій частині рівняння для звукового потенціалу не макрорактеристики, а їх малі збурення. Інакше, на підставі сказаного, фізично таке рівняння не коректне. Однак тоді така модель вважалась суттєвим кроком вперед у моделюванні шуму гвинта.

Подальший розвиток теорії Гутіна відбувався уточненням навантажень, прикладених до лопатей, розділенням області існування поля на дві частини, ускладненням форми лопаті тощо. Але всі ці удосконалення залишилися в рамках основоположних ідей Гутіна.

Однак є ще один важливий момент, який піддає сумніву справедливості припущення Л.Я. Гутіна про те, що сили реакції генерують звук. По-перше, з теоретичної механіки відомо, що сили реакції не є активними силами. Отже, вважати, що вони спричинять активний рух, яким є звук, немає підстав. По-друге, гвинт літака перебуває під великим навантаженням. Конструктивно його виконано у вигляді жорсткого твердого тіла – інакше періодична дія пружних сил призвела б до того, що ЛА увійшов би в режим флатера, що зазвичай закінчується падінням: ротор гелікоптера тримає в рівновазі в польоті ЛА, відповідає за стійкість його під час руху, в режимі зависання і т.ін. Це означає, що розглядати шум гвинта як результат його коливань під дією зосередженого навантаження фізично не правильно, оскільки жорстка лопать не в змозі здійснити зворотній вплив на середовище у вигляді коливань.

Подібне спостерігається в звичайному свистку: він зроблений з жорсткого матеріалу. Тримаючи свисток в пальцях, ми абсолютно не відчуваємо його коливань, у той час як повітря всередині нього коливається і при цьому чується звук. У струнних інструментах навпаки – коливається струна, коливання якої ми чуємо.

На сьогодні відомо, що існує інший механізм шумоутворення – це теорія Кармана [7], Гудерлея [8] та їхніх послідовників. В основу цієї теорії покладено розповсюдження малих збурень від поверхні тонкого тіла: в потоці, що взаємодіє з крилом, генеруються малі нестационарні збурення, які є джерелом звуку. При цьому про коливання безпосередньо крила мова не йде. Однак ні Карман, ні Гудерлей не вивчали малі збурення від крила як звук. Вважалось, що аеродинамічно тонке крило в змозі

генерувати малі збурення, які за певних умов перетворюються на ударну хвилю. Вивчення цього питання займались аеродинаміки протягом кількох десятків років. Лише пізніше з'ясувалося, що саме ці малі збурення і є джерелом звуку. Ударні хвилі, що локально виникають у тому чи іншому місці, додатково посилюють звук [9]. Цей факт став відправним для використання даної теорії при моделюванні шуму від тонкого крила, оскільки, по-перше, така теорія в змозі врахувати нелінійні ефекти, що в принципі не можливо для існуючих спрощених лінійних наближень у акустиці. По-друге, як сьогодні також відомо, коливається не лопать, а безпосередньо потік, коли зустрічає жорстку границю, генеруючи при цьому звук.

Математична модель генерації шуму обертання

Розглянемо тонке подовжене крило, що взаємодіє з потоком. Вважається, що потік набігає на нього з нескінченності (рис. 1). Швидкість потоку має лінійну залежність вздовж розмаху крила, тобто радіуса обертання лопаті: $V = V(z)$. Координату вздовж розмаху позначимо z . Координати x, y визначають відповідно напрямки вздовж та впоперек хорди поперечного перетину лопаті.

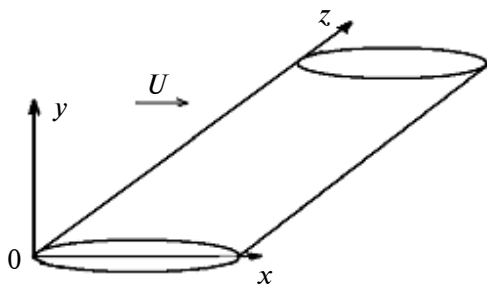


Рис. 1. Лопать ротора

Нехай потік, що набігає, має розподіл швидкості

$$V = V(U_\infty, z). \quad (2)$$

Рівняння, що описує розповсюдження малих збурень від тонкого крила в дозвуковому режимі, має вигляд [3]

$$\nabla^2 \phi' - \frac{1}{a_\infty^2} \phi'_{tt} = M_1^2 \left\{ (1 + (1 + \gamma) \phi'_x) \phi'_{xx} + \frac{2}{U} \phi'_{xt} \right\}, \quad (3)$$

де ϕ' — потенціал малих збурень, $a_\infty, U_\infty = U$ — швидкість звуку і швидкість потоку, що набі-

гає, відповідно. Гранична умова на поверхні крила, що визначається рівнянням $F(x, y, z) = 0$, запишеться так:

$$F_t + \bar{v} \nabla F = 0. \quad (4)$$

Для несиметричного крила необхідно задовольнити умову Кута–Жуковського на задній кромці. Однак у даній роботі розглядається осесиметричне в перерізі крило, для якого ця умова виконується автоматично.

Припускається, що до взаємодії з лопаттю гвинта потік був однорідним і малі збурення в ньому відсутні:

$$\phi' = \phi'_t = 0, \quad t = 0. \quad (5)$$

Таким чином, розв'язання задачі зводиться до розв'язання системи рівнянь (3), (4) з початковими умовами (5).

Для розв'язання задачі (3), (4) використовуємо числово-аналітичний підхід [10]. Після його застосування отримаємо значення потенціалу і його похідних, що дає можливість обрахунку коефіцієнта тиску та дальнього поля.

Коефіцієнт тиску

Важливою характеристикою ближнього поля є коефіцієнт тиску, що визначається як

$$C_p = 2 \cdot \frac{p - p_\infty}{\rho_\infty U^2}. \quad (6)$$

Його можна обрахувати на підставі даних розрахунку ближнього поля. Для цього скористаємося підходом, викладеним у праці [3]. В результаті отримаємо такий вираз для коефіцієнта тиску:

$$C_p = -2(\phi_x + k\phi_t). \quad (7)$$

Дані розрахунку коефіцієнта тиску (рис. 2) ($M = 0,1$, $\Omega = 3000$ об/хв; $R = 3$ м, $c = 0,3$ м — відповідно радіус лопаті та довжина хорди поперечного перетину) вказують на складний характер розподілу тиску над крилом. Максимуми на графіках для різної товщини крила мають дещо відмінну форму та величину, що свідчить про залежність від ряду факторів розподілу енергії потоку, який обтікає тіло. Цей розподіл визначається товщиною лопаті, її формою і взаємодією ряду аеродинамічних змінних між собою. Взаємний вплив цих параметрів нетривіальний, оскільки задача нелінійна і багатопараметрична.

На рис. 2, a є кілька перших піків, за якими потік поступово заспокоюється, оскільки крило

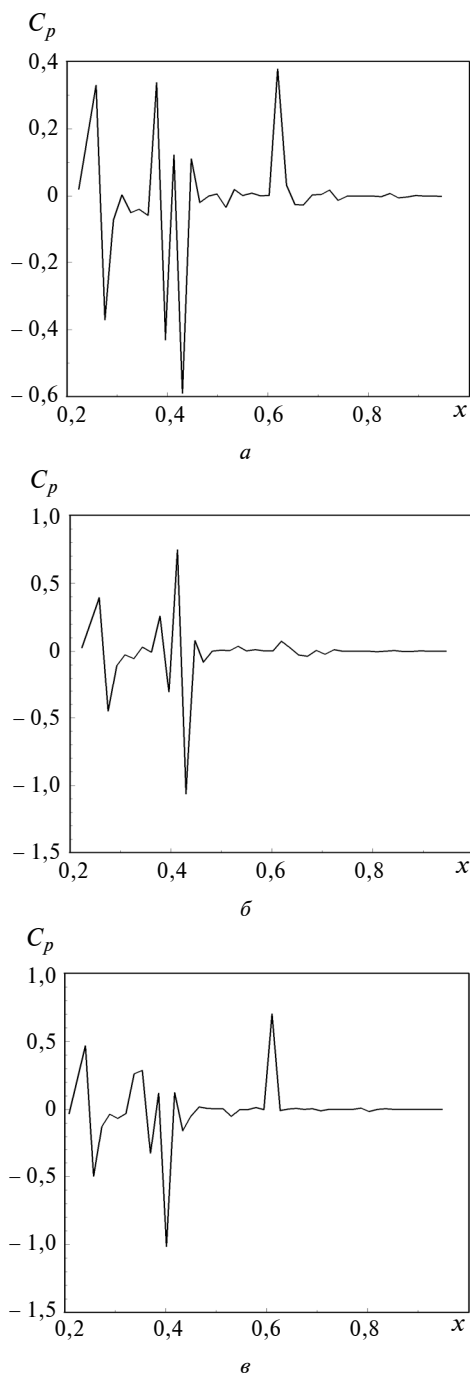


Рис. 2. Коефіцієнт тиску: *a* – $\delta = 0,04$; *б* – $\delta = 0,06$; *в* – $\delta = 0,08$

звужується і тим самим менше збурює потік. Збурення, що з'явилися під час подальшого руху, слабшають, оскільки не отримують енергію збурень потоку. Хоча не тільки товщина профілю є визначальною для появи та розмірів піків. Так, для товщини $\delta = 0,04$ (рис. 2, *a*) кількість локальних максимумів у першій половині вздовж перерізу лопаті більша, ніж для товщин

$\delta = 0,06$ і $0,08$ (рис. 2, *б*, *в*), але їх амплітуда менша. Це підтверджує той факт, що потік, який спочатку містить однакову енергію, трансформується різним чином залежно від товщини крила і взаємного впливу змінних задачі (тиску, швидкості).

Дальнє поле

Маючи характеристики ближнього поля, можна виконати розрахунок дальнього (звукового) поля за формулою [3]

$$-M_1^2 \int_S \left[\frac{F}{R} \right]_{t^*} dS_x + \int_S [F_1]_{t^*} dS = 4\pi\phi'(x, t_1), \quad (8)$$

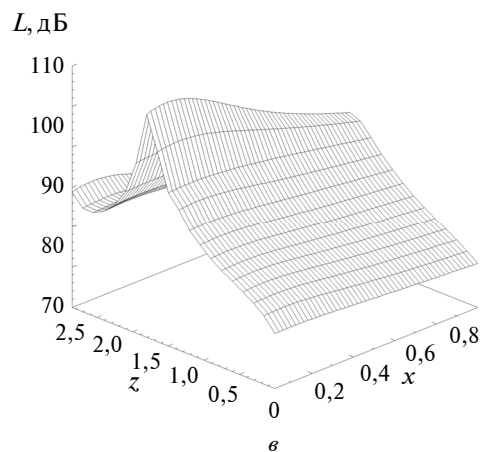
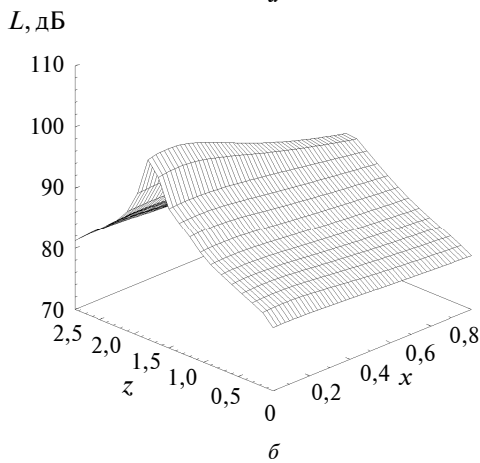
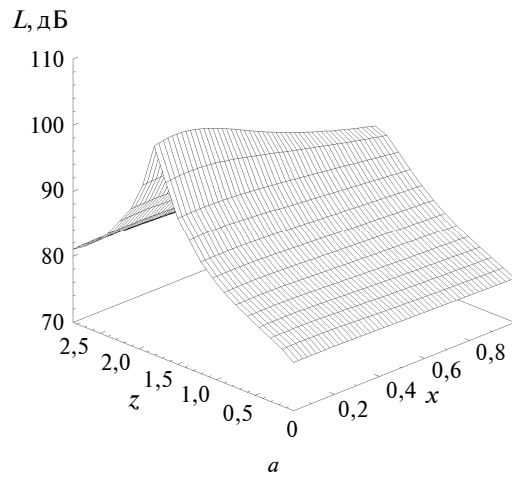
де

$$F = \phi'_x + \frac{1}{2}(1 + \gamma)(\phi'_x)^2 + \frac{2}{U}\phi'_t, \quad (9)$$

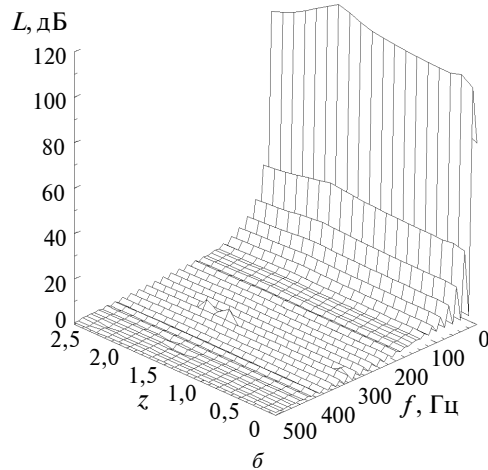
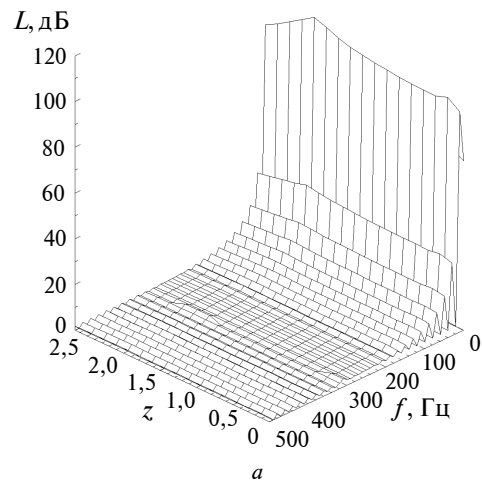
$$F_1 = \frac{1}{R} \frac{\partial \phi'}{\partial n} + \frac{1}{Ra_\infty} \frac{\partial R}{\partial n} \frac{\partial \phi'}{\partial t} - \phi' \frac{\partial(1/R)}{\partial n}.$$

Формули (8), (9) отримано з використанням відомого співвідношення [1]. Характер спадання звуку залежно від відстані до джерела вивчено в праці [3]. Він істотно не залежить від діапазону швидкостей обтікання крила. Що стосується рівня випромінювання, розміщення максимумів, їх абсолютного значення, то тут спостерігається безпосередня залежність як від кінематики течії, так і від геометрії тіла, що обтікається. Чим менша швидкість зустрічного потоку, тим нижчий рівень генерованого шуму (рис. 3). Це також стосується товщини поперечного перерізу лопаті: шум від тоншої лопаті менш інтенсивний, ніж від товщої. Максимальне і мінімальне значення за рівнем практично збігаються зі значеннями для типового шуму гелікоптера [1]. Відмінність нижнього рівня вказує на те, що в даній задачі відстань, на якій виконані обрахунки звукового поля, ближча, ніж в експерименті. При обрахунках шум досліджувався неподалік від лопаті (кілька сантиметрів). Необхідно також пам'ятати, що в даній задачі розглядалось ідеальне середовище. Насправді в реальній ситуації наявне незначне затухання звуку, що також дещо занижує експериментально зафіксований рівень шуму.

Спектр генерованого шуму зображено на рис. 4. Отримані результати дуже близькі до даних в експериментальних роботах ряду вчених [1], [11]. Різниця спостерігається за шириною смуги, а також дещо за рівнем і пояснюється тим, що в розв'язаній задачі досліджува-

Рис. 3. Рівень шуму: а — $\delta = 0,04$; б — $\delta = 0,06$; в — $\delta = 0,08$

лась лише складова шуму обертання, тобто без урахування вихрового шуму. Експериментально отримані дані приблизно на 15 дБ нижчі за розрахункові, тому що вимірювались на відстані 150 м від ЛА. Більше того, для найтоншої лопаті $\delta = 0,04$ максимальний рівень становить 107,7 дБ, а для лопатей товщиною $\delta = 0,06$ і

Рис. 4. Частотний спектр шуму: а — $\delta = 0,04$; б — $\delta = 0,08$

$\delta = 0,08$ — відповідно 112,4 і 115 дБ. Спектри при $\delta = 0,04$ і $\delta = 0,06$ зовні майже однакові, тому на рис. 4 зображено лише випадок для $\delta = 0,04$. Для $\delta = 0,08$, крім різниці за рівнем, спостерігається помітна різниця обвідної спектра для низьких частот, а також два локальних максимуми на частоті близько 350 Гц на відстані 0,6–0,7R (тобто 1,5–2,0 м). Це свідчить про те, що зі збільшенням товщини лопаті вплив окремих частин лопаті на формування сукупного рівня шуму змінюється.

Висновки

1. Розв'язання задачі про обтікання лопаті гвинта гелікоптера в дозвуковому діапазоні швидкостей прямолінійним потоком показало, що характер поведінки, форма звукової хвилі залежать як від швидкості зустрічного потоку, так і від товщини поперечного перерізу

лопаті, взаємного впливу динамічних змінних задачі.

2. Проведений аналіз результатів обчислення генерованого шуму вказує на те, що модель досить точно описує шум обертання лопа-

ті ротора. Отримані результати можуть бути використані в подальшому вивченні взаємного впливу параметрів задачі для оптимального моделювання гвинта гелікоптера.

1. *Голдштейн М.И.* Аэроакустика. — М.: Машиностроение, 1981. — 296 с.
2. *Коул Дж., Кук Л.* Трансзвуковая аэродинамика. — М.: Мир, 1989. — 360 с.
3. *Лукьянов П.В.* Нестационарное распространение малых возмущений от тонкого крыла: ближнее и дальнее поле // Акустичний вісник. — 2009. — 12, № 3. — С. 41–55.
4. *Гутин Л.Я.* О звуковом поле вращающегося винта // ЖТФ. — 1936. — 6, вып. 5. — С. 899–906.
5. *Гутин Л.Я.* О “звуке вращения” воздушного винта // ЖТФ. — 1942. — 12, вып. 2-3. — С. 76–81.
6. *Lamb H.* Hydrodynamics. — 6th ed. — London: Cambridge University Press, 1975. — 752 p.
7. *Karman T.V.* The similarity law of transonic flow // J. of Math. and Physics. — 1947. — 26, N 3. — P. 182–190.
8. *Guderley G.* Considerations of the Structure of Mixed Subsonic and Supersonic Flow Patterns: Wright Field Report, F-TR-2168-ND. — 1947.
9. *Курант Р., Фридрихс К.* Сверхзвуковое течение и ударные волны. — М.: Иностран. лит-ра, 1950. — 426 с.
10. *Лукьянов П.В.* Применение численно-аналитического метода для решения задач акустики // 36. праць акуст. симпоз. Консонанс-2005. — К.: ІГМ НАНУ, 2005. — С. 225–230.
11. *Авиационная акустика* / Под. ред. А.Г. Мунина. — М.: Машиностроение, 1986. — 244 с.

Рекомендована Радою
Механіко-машинобудівного інституту
НТУУ “КПІ”

Надійшла до редакції
28 грудня 2010 року